

Критическая тепловая нагрузка при кипении жидкости в большом объеме

© Г.Н. Кружилин,¹ Е.В. Лыков²

¹ Институт проблем безопасного развития атомной энергетики РАН,
113191 Москва, Россия

² Ростовская государственная академия сельскохозяйственного машиностроения,
344101 Ростов-на-Дону, Россия

(Поступило в Редакцию 30 марта 1998 г. В окончательной редакции 1 декабря 1998 г.)

Отмечается некорректность теоретического вывода формулы для расчета тепловой нагрузки в курсе "Теория тепломассообмена", изданного в Москве в МВТУ им. Баумана в 1997 г. под редакцией А.И. Леонтьева. Приводится исправленный вывод этой формулы методом размерностей. Излагается краткий обзор проблемы в целом. Отмечается, что "второй кризис кипения" обуславливается эффектом сфероидального состояния жидкости.

По весьма важной научно-технической проблеме критической тепловой нагрузки при кипении жидкости опубликовано довольно много работ, но, по нашему мнению, достаточная ясность еще не достигнута. Вследствие этого, например, в учебнике [1] по теплопередаче под редакцией А.И. Леонтьева в разделе VIII 2.6, написанном Б.М. Мироновым, при выводе формулы С.С. Кутателадзе для критической тепловой нагрузки при кипении жидкости на плоской поверхности при свободной конвекции, т.е. в большом объеме, допущена существенная неточность. В тексте говорится: "Предположим, что критическая скорость пара, характеризующая кризис кипения, зависит от соотношения между подъемными силами, силами поверхностного натяжения и силами инерции потока пара. Тогда

$$U_{cr} = f[g, (\rho' - \rho''), \rho'', \sigma] \dots \quad (1)$$

В соответствии с π -теоремой в этом случае процесс определяется единственным критерием подобия

$$K_1 = \frac{U_{cr} \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}} \dots \quad (2)$$

Критическая скорость паровой фазы

$$U_{cr} = \frac{q_{cr}}{r \rho'' g},$$

следовательно,

$$K_1 = \frac{q_{cr}}{r g \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}}. \quad (\text{VIII.120})$$

Эксперименты по кипению неметаллических теплоносителей в разнообразных условиях подтвердили основные выводы гидродинамической теории кризисов. Значения критерия K_1 , согласно этим опытным данным, лежат в пределах 0.13–0.16''.

Приняты следующие обозначения: U , м/с — средняя приведенная скорость пара; ρ' , ρ'' ($\text{kg} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$) — плотности жидкости и пара; σ (kg/m) — поверхностное натяжение жидкости; g (m/s^2) — ускорение силы тяжести;

q_{cr} $\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{s}$ — критическая удельная тепловая нагрузка; r ($\text{kcal}/\text{m}^2 \text{s}$) — теплота парообразования. Из уравнения (1) следует связь между 5 физическими величинами, причем размерностей 3 — $\text{kg}, \text{m}, \text{s}$. Вследствие этого по π -теореме уравнению (1) должны соответствовать два безразмерных критерия. В один из них могут быть включены величины $U_{Kp}, g, \rho'', \sigma$, а во второй — $g, \rho'', (\rho' - \rho''), \sigma$. В результате из первой таблицы величин методом теории размерностей получим критерий

$$K_2 = U_{cr} \left(\frac{\rho''}{g \sigma} \right)^{1/4} \quad (3)$$

и из второй критерий

$$K_3 = \frac{\rho''}{\rho' - \rho''}. \quad (4)$$

Таким образом, уравнению (1) по теории размерностей соответствует не один приведенный в учебнике критерий (B), а два критерия (3) и (4). Для полноты целесообразно отметить, что неточность в отношении этой проблемы идет уже довольно давно, с первых работ Кутателадзе на эту тему. Как хорошо известно, формула (VIII.120) была впервые предложена им в 1951 г., с тех пор получила довольно широкое распространение. Причем критерий K_1 был получен из системы уравнений Навье–Стокса применительно к жидкой фазе, а также к пару с условиями равенства на границе раздела фаз скоростей пара и жидкости, а также давлений с учетом поверхностного натяжения [2]. Само положение границ между жидкостью и паром при кипении принципиально не может быть математически задано из-за хаотичности движения пузырей пара и соответственно дискретных объемов жидкости. Вследствие этого упомянутая система уравнений не может быть замкнутой, и поэтому полученная из нее система критериев подобия не может быть полной. По-видимому, именно вследствие этого ни сам Кутателадзе и никто другой в дальнейшем этим методом вывода формулы (VIII.120) не пользовался.

Вместо этого в своей монографии [3] он дает ее вывод с помощью элементарных соображений о размерностях. Цитируем: "Рассмотрим условия устойчивости двухфазного несжимаемого граничного слоя над неограниченной горизонтальной пористой поверхностью, полагая, что жидкость обладает исчезающей вязкостью. В этом случае могут взаимодействовать только кинетическая энергия вдуваемого газа, гравитационные и поверхностные силы в двухфазном граничном слое. По порядку величины динамический напор газа равен $\rho''U^2$, а работа, затраченная на оттеснение жидкости из образующегося газового колокола (газовой или паровой пленки), — $g\delta(\rho' - \rho'')$. Здесь δ — средняя толщина возникающего газового слоя. Порядок величины δ определяется лапласовой постоянной $\sqrt{\sigma/g(\rho' - \rho'')}$, что непосредственно следует из соображений размерностей. Поскольку в рассматриваемой модели возникновение кризиса (потери устойчивости пузырьковой структуры двухфазного пограничного слоя) равновероятно в любом месте протяженной пористой поверхности, то соотношение рассматриваемых величин должно быть некоторым числом, т. е.

$$\frac{\rho''U_{cr}^2}{\sqrt{\sigma g(\rho' - \rho'')}} = \text{const.}$$

Здесь U_{cr} имеет смысл приведенной критической скорости барботажа, т. е. критического объемного расхода газа с единицы поверхности рассматриваемой пластины. Извлекая для удобства из этого выражения квадратный корень, получаем критерий устойчивости

$$K_1 = \frac{U_{cr}\sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{\sigma g(\rho' - \rho'')}}.$$

Для рассмотренных выше условий ($\mu \rightarrow 0$, горизонтальная неограниченная пластина, неограниченный объем в целом неподвижной несжимаемой жидкости) $K = \text{const} = C$.

При кипении $U_{кр} = q_{кр}/r\rho''g$, поэтому $q_{кр} = Crg\sqrt{\rho''}\sqrt[4]{\sigma g(\rho' - \rho'')}$. Причем по опытным данным постоянная $C = 0.14$. Приведенный в [3] вывод не отличается строгостью. Абсолютно необоснованно считать, что в рассматриваемом случае главным является отношение $\rho''U^2$ к работе, "затраченной на оттеснение жидкости из слоя толщиной δ , близкой к диаметру образующихся на поверхности нагрева пузырей пара." Несомненно, что на самом деле главная часть работы, совершаемой паром над жидкостью, переходит в кинетическую энергию жидкости и ее дробление на мелкие капли, причем величина этой части вовсе не поддается оценке по теории размерностей. С другой стороны, эта работа совершается не за счет кинетической энергии газовой фазы, поскольку при чистом барботаже, например, по пути движения газовой фазы ее кинетическая энергия не изменяется, а за счет ее потенциальной энергии, с уменьшением давления на некоторую величину ΔP . Вызывают недоумение также

рассуждения об "устойчивости пузырьковой структуры двухфазного пограничного слоя", поскольку движение двухфазного пароводяного потока, как уже отмечалось, хаотично по своей природе. По этой же причине нет никаких оснований даже говорить о "пограничном слое".

Тем не менее применительно к кипению концепция устойчивости была использована в работе [4]. К тому времени было известно, что существовавшее ранее представление о наступлении кризиса кипения из-за слияния пузырей пара на поверхности нагрева не подтверждается экспериментальными данными при кипении воды и органических жидкостей. Вместо этого возникло представление, что кризис кипения наступает из-за отжима (оттеснения) жидкости от поверхности образующимся потоком пара. Впервые такое представление было обосновано в [5]. Оно наглядно иллюстрируется тем фактом, что по опытам [6] при кипении воды на горизонтальной трубе с понижением давления от 1.0 до 0.09 atm удельная критическая тепловая нагрузка понижается от 0.960106 до 0.308106 kcal/m²h, т. е. в 3.1 раза. Между тем с понижением давления возрастает предельный радиус действующих центров парообразования, соответственно при заданной тепловой нагрузке уменьшается число таких центров. Вследствие этого, таким образом, слияние образующихся пузырей пара и образование на поверхности нагрева сплошной паровой пленки при понижении давления должны бы происходить при соответственно большей критической тепловой нагрузке. На самом деле происходит обратное по той причине, что при понижении давления резко уменьшается плотность пара и, следовательно, при заданной тепловой нагрузке возрастает объем образующегося пара и скорость его движения, приводящие к отжиму от поверхности нагрева, соответственно к уменьшению притока жидкости к поверхности, а следовательно, ухудшению ее охлаждения и наступлению кризиса теплообмена с ростом температуры стенки.

В упомянутой работе [4] рассматривается взаимодействие между струями (слоями) движущегося вверх от поверхности нагрева пара и жидкости, движущейся вниз к этой поверхности. В результате математических расчетов сделан вывод о том, что устойчивость такого расслоенного движения жидкости нарушается при условии

$$K_1 = \sqrt{\frac{\rho'}{\rho' + \rho''}} = \text{const.} \quad (5)$$

При этом в [4] ссылаются также на Рэлея, математически исследовавшего в свое время устойчивость совместного горизонтального расслоенного потока двух жидкостей — внизу тяжелой жидкости и поверх нее более легкой и получившего аналогичный результат.

Как хорошо известно, задача о переходе ламинарного, т. е. слоистого движения в трубе в турбулентное тоже математически исследуется как проблема устойчивости. Но говорить об устойчивости турбулентного движения жидкости, конечно, невозможно. Тем более невозможно говорить о двухфазном газожидкостном пограничном

слое и его устойчивости, поскольку в этом случае границы фаз непрерывно изменяются по форме и в пространстве.

В общем излагать студентам вывод критерия K_1 по Кутателадзе явно невозможно. Поэтому идею В.М. Миронова получить формулу VIII-120 с помощью π -теоремы метода размерностей следует приветствовать. Для полной реализации этой идеи снова обратимся к уравнению (1). В нем выражается зависимость между параметрами процесса движения пароводяной смеси. В уравнении все правильно. Тем не менее, как уже говорилось, использование его не приводит к получению критерия K_1 из-за наличия 5 физических величин. Однако это затруднение можно обойти, поскольку в данном случае можно уточнить постановку задачи, таким образом уменьшить число определяющих процесс физических величин до 4 и в результате получить упомянутый критерий. Это достигается благодаря тому, что в рассматриваемом случае на процесс взаимодействия между паром и жидкостью величины U и ρ'' влияют лишь совместно в виде произведения ρU^2 , т.е. в виде потока количества движения пара, где $\rho'' U^2$ ($\text{kg/m}^2 \cdot \text{s}$) — поток массы, поскольку величина $g'' U^2$ входит в уравнение движения жидкости [7]. Таким образом, вместо таблицы из 5 физических величин следует рассматривать таблицу из 4 величин

$$\rho'' U^2, \quad g, \quad (\rho' - \rho''), \quad \sigma.$$

Из этой таблицы по теории размерностей получается лишь один критерий K_1 в виде выражения (2). В соответствии с теорией подобия это означает, что численным значением этого критерия определяются все гидродинамические характеристики процесса кипения в большом объеме, такие, например, как скорости жидкости и пара в отдельных точках объема, среднее паросодержание по плоскостям и направлениям в объеме. А также приток жидкости к поверхности нагрева G ($\text{kg/m}^2 \cdot \text{h}$), который несомненно, уменьшается по мере роста скорости пара U из-за отжима (оттеснения) жидкости от поверхности нагрева образующимся паром. Именно этот процесс отжима жидкости паром и обуславливает начало кризиса кипения. Вследствие этого критической тепловой нагрузке соответствует вполне определенное значение

$$G_{\text{cr}} = \frac{q_{\text{cr}}}{r},$$

причем критерий K_1 тоже имеет вполне определенную величину $(K_1)_{\text{cr}} = C$. При этом скорость пара U_{cr} в критерии K_1 переходит в отношение $q_{\text{cr}}/(r\rho''g)$ и в результате этот критерий выражается формулой (VIII-120).

Здесь представляется целесообразным заметить, что формула (2) в теоретическом отношении более безупречна, чем аналогичная формула (5), поскольку последняя получена в предположении взаимодействия расслоенных потоков пара и жидкости при кипении в большом объеме, что весьма далеко от истины. Формула же (2) выводится

методом размерностей строго в пределах математической физики без каких-либо умозрительных дополнений. Тем не менее упомянутая работа [4] по своему содержанию остается, по нашему мнению, наиболее важной как по широте охвата имевшихся к тому времени публикаций по проблеме, так и по полноте ее освещения. Для истории вопроса, несомненно, интересным является также отмеченный Зубром факт, что критерий K_1 в форме (2) впервые был опубликован в 1941 г. [8], т.е. на 10 лет раньше Кутателадзе.

Из опытов хорошо известно, что при недогреве жидкости, когда ее температура t_l ниже температуры насыщения t_s , критическая тепловая нагрузка при кипении выше и возрастает при увеличении недогрева $\Delta t_n = t_s - t_l$. Это обуславливается тем, во-первых, что при наличии недогрева увеличивается расход теплоты на испарение 1 kg жидкости, причем эффективная теплота парообразования жидкости вместо r становится равной

$$r_{\text{eff}} = r + C\Delta t_n,$$

где c — теплоемкость жидкости, или

$$r_{\text{eff}} = i'' - i',$$

где i — теплосодержание.

Вследствие этого формуле (VIII.120) при замене r на r_{eff} соответствует большая величина q_{cr} . Однако в действительности по опытным данным наблюдается существенно большее возрастание q_{cr} из-за того, что "недогретая жидкость" соответственно больше воспринимает теплоты от поверхности нагрева и затем переносит ее в объем кипящей жидкости. Причем в результате изменяется распределение пара по высоте объема и относительно уменьшается его образование вблизи поверхности нагрева и соответственно ослабевает эффект отжима (оттеснения) жидкости паром от нее. Однако оценить расчетом этот второй эффект затруднительно.

Принудительная циркуляция жидкости приводит к росту критической тепловой нагрузки. Это относится к случаю кипения в большом объеме и тем более к движению кипящей жидкости в трубе. При этом обеспечивается принудительный приток жидкости к поверхности нагрева, вследствие чего критический "отжим жидкости" от поверхности достигается при соответственно более интенсивном парообразовании, т.е. более высокой критической нагрузке. Известны опыты, когда на небольшой горизонтальной поверхности нагрева при охлаждении ее струей воды достигалась критическая нагрузка, во много раз превышающая ее величину при кипении в большом объеме.

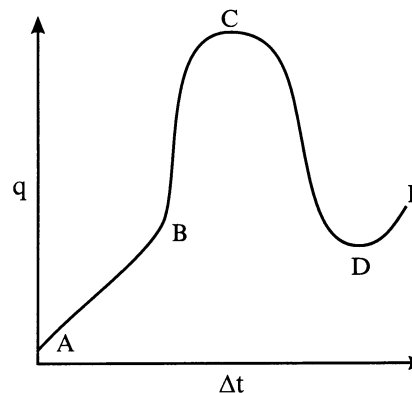
Особыми являются условия теплоотдачи при кипении жидкости с большим объемным паросодержанием в трубе в режиме дисперсно-кольцевого потока, когда на стенке движется пленка жидкости, а в ядре потока пар с мелкими каплями жидкости. Именно такие условия реализуются, например, в рабочих каналах ядерного

кипящего реактора. При этих условиях надежное охлаждение стенки достигается лишь до тех пор, пока на ней сохраняется жидкая пленка, т. е. пока турбулентный перенос капелек жидкости из ядра потока к стенке компенсирует ее испарения и срыв капелек со стенки. Количественная сторона этого весьма сложного процесса, тем более при наличии потока генерируемого пара от стенки, тоже не поддается теоретическому расчету и поэтому определяется лишь на основе имеющегося огромного объема экспериментальных данных.

Кроме того, в учебнике [1], а также в [3] обсуждается так называемый 2-й кризис при кипении. На самом деле этот 2-й кризис — полный миф. Это ясно из того, во-первых, что его нет при барботаже, когда гидродинамика процесса аналогична таковой при кипении жидкости в большом объеме. Для конкретности обратимся к сосуду, внутри которого установлена горизонтальная пластина с отверстиями 5–7 мм, причем над пластиной имеется слой жидкости, через который продувается газ, проходящий снизу через отверстие в пластине. При небольшом расходе проходящего через отверстие пластины газа вверх через те же отверстия будут протекать струи жидкости вниз. По такой схеме работают аппараты для очистки газа от примесей, причем вместо пластины с отверстиями обычно используются или слой из проволочных сеток, или слой из шариков, а также из небольших полых цилиндров. Естественно, что в таком устройстве по мере увеличения расхода газа протекание жидкости вниз уменьшается, затем прекращается вовсе, т. е. наступает кризис, который технологи называют затоплением или захлебыванием (flooding). Соответственно расход газа G (kg/s) и его приведенная скорость U (m/s) называются критическими. Естественно, что в этой конкретной ситуации при уменьшении скорости газа, т. е. при $U = U_{cr}$, протекание жидкости вниз восстанавливается, т. е. кризис прекращается. В этом случае, таким образом, 2-го кризиса нет и не может быть.

Далее, во-вторых, обратимся к рисунку, где представлена кривая кипения воды при атмосферном давлении в виде зависимости удельной тепловой нагрузки от температурного напора. На ней показано, что до точки B теплоотдача от поверхности нагрева к жидкости происходит благодаря ее естественной (свободной) конвекции, т. е. без кипения.

Затем начинается область кипения, и в точке C достигается критическая тепловая нагрузка около $106 \text{ kcal/m} \cdot \text{h}$ и критический температурный напор $t = t_{st} - t_s = 25^\circ\text{C}$ при коэффициенте теплоотдачи $\alpha = 40.102 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{h} \cdot ^\circ\text{C}$. После начала кризиса переходный процесс протекает до точки D , где начинается устойчивое пленочное кипение с удельной тепловой нагрузкой всего лишь около $33.103 \text{ kcal/m}^2 \cdot \text{h}$ [4] и огромным температурным напором $t = t_{st} - t_s$ в несколько сот градусов, из-за чего нередко происходит даже пережог поверхности нагрева. Именно поэтому, т. е. вследствие очень высокой температуры стенки после точки D , при



Зависимость удельной тепловой нагрузки q при кипении жидкости от температурного напора Δt ($t = t_{st} - t_s$).

кризисе кипения, возврат в докритический режим кипения невозможен даже при упомянутой очень низкой удельной тепловой нагрузке. Суть здесь в том, что в этих условиях при прорыве жидкости через пленку к горячей стенке происходит мгновенное ее частичное испарение и отталкивание от стенки, аналогичной взрыву. Однако при этом не происходит смачивания поверхности нагрева жидкостью, которое обеспечивало бы ее интенсивное охлаждение, из-за так называемого сфероидального состояния (эффект Лейденфроста), которое при атмосферном давлении у воды проявляется начиная примерно со 150°C . Этот процесс, таким образом, имеет главным образом термодинамический характер. Кстати сказать, у технологов этот процесс именуется "захолаживанием", поскольку с ним приходится иметь дело при заполнении систем хладагентом при начальном довольно большом значении температурного напора $\Delta t = t_{st} - t_s$. Хотя эта проблема особая, все же отметим, что захолаживание происходит тем быстрее, чем больше скорость потока и меньше начальный температурный напор $\Delta t = t_{st} - t_s$.

Список литературы

- [1] Теория тепломассообмена. Под редакцией ак. Леонтьева А.И. М.: изд-во МГТУ им. Баумана, 1997. С. 550–551.
- [2] Кутателадзе С.С. // Изв. АН СССР. 1951. № 4. С. 529–536.
- [3] Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. С. 305–306.
- [4] Zuber N. Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer // Los Angeles: Univ. of California, 1959.
- [5] Кружвин Г.Н. Изв. АН СССР. 1949. № 5. С. 701–712.
- [6] Braunlich S.M. Thesis in Chem. Eng. Mas. Inst. of Technology. 1941. P. 305–319.
- [7] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М.: Госиздат, 1950. С. 141.
- [8] Bonilla C., Perry C.W. // Trans. Am. Inst. Chem. Engr. 1941. Vol. 37. P. 685.